となるであろう。T → 0 を考えると $\vec{\ell}$-ベクトルに働く torque のうち normal part の運動による部分は消えるはずである。そしてsuperfluid partだけの運動方程式が得られるはずであるが，彼等の式 (1) では normal fluid velocity $\vec{v}_n$ が残ってしまう。理論の枠組の中に，$\vec{\ell}$-ベクトルが superfluid part に付随した量であることが正しくとり入れられていない様に思われるが，理論をどの様に変更したらよいかという事はあまり簡単問題ではなさそうである。

参考文献

1) R. Combescot, preprint.
2) M. C. Cross, J. Low Temp. Phys. **26** (1977), 165.
3) その後 Leggett と Takagi の preprint があるのを知った。
4) H. E. Hall and J. R. Hook, J. Phys. C **10** (1977), L91.
5) C. Hu and W. M. Saslow, Phys. Rev. Lett. **38** (1977), 605.

回転容器内の ^{3}He−A

恒 藤 敏 彦
藤 田 利 光

液体 ^{4}He−Ⅱ のような通常の超流体を回転させると，芯をもつ渦糸ができる。充分大きな円柱形の容器では，回転数に応じた密度で渦糸が格子状に分布する。その流体力学的な取扱いは，Tkachenko によって与えられた。[1]

^{3}He-A の場合，織目 (Texture) があるために，必ずしも超流体中での渦度は 0 ではない。いいかえると，Singular な芯をもつ渦糸の形をとらなくても角運動量を担うことができる。そのような織目構造は，たとえば Mermin-Ho[2] あるいはAnderson-Toulouse[3] によって与えられている。したがって ^{3}He -A を回転させたとき，どのような構造が実現されるかは，興味ある問題である。

ここではG-L理論の範囲内で，しかも秩序パラメーターの大きさを一定の いわゆるCondon 近似で問題を扱う。適当に規格化した秩序パラメーターは今の場合，

$$\psi_{\pm 1} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(1 \pm \cos\chi\right) \exp i \left(\theta \pm \varphi\right)$$

$$\psi_0 = \frac{1}{2} \sin\chi \ \exp i\theta$$

と表わされる（$\hat{z} \parallel \vec{\Omega}$ 回転の角速度ベクトルとする）。χ は z 軸と $\vec{\ell}$ ベクトルのなす角である。芯のある渦が格子を作った状態は，$\varphi = 0$ で θ として渦糸格子のあるときの通常の速度ポテンシャルをとればよい。このとき超流体は全体として剛体的回転をする。

容器の半径 R が大きいとき，$E - \vec{L} \cdot \vec{\Omega}$（E は流れのエネルギー，$\vec{L}$ は全角運動量）の leading term は，$-\frac{\pi}{4} \rho_S \Omega^2 R^4$ である。一方，Anderson-Toulouse 構造の格子は，$\varphi = \theta$ とし χ が格子点で 0 になるように周期的に変化するとすればえられる。しかしこの場合に $E - \vec{L} \cdot \vec{\Omega}$ を求めると，ψ_{-1} の成分が回転しないことにともなって，R^4 に比例する項が上の値より大きくなる。したがって，R が充分大きいときには，むしろ通常の渦糸格子ができると期待される。

$\vec{\ell}$ ベクトルが空間的に一様な場合，芯のある渦糸格子は，Tkachenko の理論を使って取扱える。また $\vec{\ell}$ が回転軸のまわりに放射状になっている織目のときも 近似的な議論が可能である。なおこの研究は大見哲臣氏との共同研究である。

参 考 文 献

1) V. K. Tkachenko, Sov. Phys. J. E. T. P. 22, 1282 (1966)
2) N. D. Mermin and T. -L Ho, Phys. Rev. Lett. **36**, 594 (1976)
3) P. W. Anderson and G. Toulouse, Phys. Rev. Lett. **38**, 508 (1977)